

УДК 621.396.67

АНАЛИЗ ИЗЛУЧАЮЩИХ СВОЙСТВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СПИРАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

ПРОЦЕНКО М.Б., РОЖНОВСКАЯ И.Ю.

Одеська національна академія зв'язку ім. О. С. Попова

ANALYSIS OF HELICAL ANTENNA RADIATION PROPERTIES

PROTSENKO M.B., ROZHNOVSKAYA I.YU.

Odessa national academy of telecommunications n.a. O.S. Popov

***Аннотация.** Представлены результаты исследования характеристик излучения цилиндрической спирали применительно к ее использованию в качестве элемента ММО-антенны. Показана возможность формирования широкоугольного режима осевого излучения, а также его сохранения в широкой полосе частот.*

***Summary.** The research results of the helical antenna radiation properties for using as MIMO-antenna element are given. The forming capability of wide-angle axial mode and maintenance of this mode in wide band is shown.*

Современные тенденции развития беспроводных систем и сетей связи определяются, главным образом, необходимостью повышения пропускной способности радиоканала и, соответственно, скорости передачи информации. Для решения указанной проблемы в качестве перспективной часто рассматривается технология ММО (Multiple Input Multiple Output) [1]. Данная технология предусматривает наличие антенной системы и соответствующего алгоритма формирования и обработки радиосигналов. Не затрагивая весь спектр научно-практических задач при разработке и реализации ММО-технологии, выделим лишь часть, касающуюся антенной системы. Для анализа потенциальных возможностей ММО-антенны, которая, в общем случае, является антенной решеткой, необходимо учитывать излучающие свойства элемента, его возможности формировать требуемые характеристики направленности с заданной поляризационной структурой.

В качестве элемента ММО-антенны предлагается цилиндрическая спираль. Однако известные результаты исследований такого излучателя [2, 3] не позволили осуществить оптимальный выбор его геометрических параметров и оценить потенциальные частотные свойства, что и явилось целью данной работы.

1. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НАД ПЛОСКИМ ПРОВОДЯЩИМ ЭКРАНОМ

Для расчета и анализа поля излучения проволочной антенны, в том числе в виде цилиндрической спирали, необходимо описать геометрическую конфигурацию излучателя, задать способ его возбуждения (вычислить или обоснованно выбрать функцию амплитудно-фазового распределения тока) [2, 3].

Рассмотрим однозаходную спираль, расположенную ортогонально над плоским проводящим экраном. Совместим ось цилиндра (ось антенны) с осью Z декартовой системы координат, тогда экран будет располагаться в плоскости XOY (см. рис. 1).

Точку возбуждения спирального проводника расположим в плоскости экрана, например, на оси Y . Направление намотки спирали выберем левостороннее, соответствующее осевому приращению спирали в положительном направлении оси Z при обходе спирали против часовой стрелки. Будем также считать, что спираль является регулярной и характеризуется следующими геометрическими параметрами: a – радиус цилиндрической поверхности, на которую навит спиральный излучатель; γ – угол наклона витка спирали относительно плоскости, ортогональной оси цилиндрической поверхности (плоскость экрана); n – количество витков спирали.

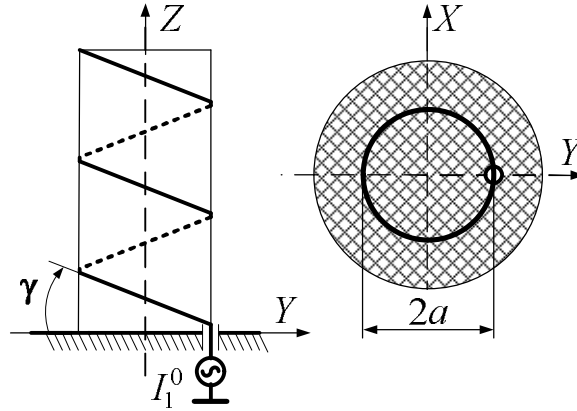


Рисунок 1 – Однозаходная цилиндрическая спираль

С учетом заданного расположения излучателя (см. рис. 1) декартовы координаты спирали в параметрическом виде $x(\alpha)$, $y(\alpha)$, $z(\alpha)$ и их приращения $dx(\alpha)$, $dy(\alpha)$, $dz(\alpha)$ можно описать следующими выражениями:

$$\begin{cases} x_1(\alpha) = a \cos \alpha; \\ y_1(\alpha) = a \sin \alpha; \\ z_1(\alpha) = a \operatorname{tg} \gamma \alpha; \end{cases} \quad \text{и} \quad \begin{cases} dx_1(\alpha) = -a \sin \alpha d\alpha; \\ dy_1(\alpha) = a \cos \alpha d\alpha; \\ dz_1(\alpha) = a \operatorname{tg} \gamma d\alpha, \end{cases} \quad (1)$$

где α – параметр, изменяющийся в пределах одного витка от 0 до 2π , а для спирали с n витками – от 0 до $2\pi n$.

Для учета влияния экрана на поле излучения спирали будем считать, что экран является плоским, идеально проводящим, имеет значительные габаритные размеры (относительно длины волны и габаритных размеров спирали). Тогда можно применить метод зеркальных отображений [4], заменив однозаходную спираль, расположенную над плоским проводящим экраном, эквивалентной двухзаходной спиралью. При этом второй проводник, который характеризует влияние экрана, будет иметь аналогичные первому геометрические параметры, за исключением направления намотки, которое будет соответствовать отрицательному направлению оси Z .

Таким образом, координаты второго эквивалентного спирального проводника и их приращения будут определяться на основании следующих выражений:

$$\begin{cases} x_2(\alpha) = x_1(\alpha); \\ y_2(\alpha) = y_1(\alpha); \\ z_2(\alpha) = -z_1(\alpha); \end{cases} \quad \text{и} \quad \begin{cases} dx_2(\alpha) = dx_1(\alpha) d\alpha; \\ dy_2(\alpha) = dy_1(\alpha) d\alpha; \\ dz_2(\alpha) = -dz_1(\alpha) d\alpha. \end{cases} \quad (2)$$

При заданной (предварительно вычисленной) функции амплитудно-фазового распределения тока вдоль первого проводника распределение тока вдоль второго (эквивалентного) проводника на основе метода зеркальных отображений может быть определено на основании выражения:

$$I_2^0 I_2(s) = -I_1^0 I_1(s), \quad (3)$$

где I_1^0, I_2^0 – амплитудно-фазовые значения тока на входе первого и второго проводников соответственно; $I_1(s), I_2(s)$ – функции распределения тока вдоль проводников, нормированные относительно I_1^0, I_2^0 соответственно; s – текущая координата точки на излучающем проводнике, отсчитываемая от начала проводника и определяемая параметром α в виде

$$s = s(\alpha) = \int_0^{\alpha} \sqrt{dx^2(\alpha) + dy^2(\alpha) + dz^2(\alpha)} d\alpha. \quad (4)$$

Полученные выражения для определения геометрической конфигурации излучателя (1) и (2), а также ее возбуждения (3) и (4), после несложных преобразований, аналогично как в [3], позволяют получить следующие соотношения для определения декартовых компонент поля излучения однозаходной спирали, расположенной ортогонально над плоским проводящим экраном:

$$E_{\Sigma}^x = E_x^0 \int_0^{2\pi n} \left[I_1^0 I_1(\alpha) \exp(jka \cos \alpha \sin \theta \cos \varphi) \right] \exp(jka \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi) \times \\ \times \sin(ka \operatorname{tg} \gamma \alpha \cos \theta) \sin \alpha d\alpha; \quad (5)$$

$$E_{\Sigma}^y = E_y^0 \int_0^{2\pi n} \left[I_1^0 I_1(\alpha) \exp(jka \cos \alpha \sin \theta \cos \varphi) \right] \exp(jka \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi) \times \\ \times \sin(ka \operatorname{tg} \gamma \alpha \cos \theta) \cos \alpha d\alpha, \quad (6)$$

$$E_{\Sigma}^z = E_z^0 \int_0^{2\pi n} \left[I_1^0 I_1(\alpha) \exp(jka \cos \alpha \sin \theta \cos \varphi) \right] \exp(jka \sin \alpha \sin \theta \sin \varphi) \times \\ \times \cos(ka \operatorname{tg} \gamma \alpha \cos \theta) d\alpha, \quad (7)$$

где символ Σ – обозначает сумму соответствующих компонент вектора напряженности электрического поля, обусловленных как излучением проводников спирали, так и влиянием экрана; $E_x^0 = -2ajE^0$, $E_y^0 = 2ajE^0$, $E_z^0 = 2a \operatorname{tg} \gamma E^0$; $E^0 = -j30k \exp(-jkR^0)/R^0$, R^0 – расстояние между центром системы координат и точкой наблюдения в дальней зоне, k – волновое число свободного пространства.

Для описания поля излучения в дальней зоне вектор напряженности электрического поля традиционно раскладывается на орты сферической системы координат $\vec{E} \approx E_{\theta} \hat{\theta} + E_{\varphi} \hat{\varphi}$. По известным компонентам E_{Σ}^x , E_{Σ}^y и E_{Σ}^z (5) – (7) составляющие вектора напряженности электрического поля в сферической системе координат E_{θ} и E_{φ} , в которой полярный угол θ отсчитывается от оси Z , а азимутальный угол φ — от плоскости XOZ , можно найти на основании следующих соотношений [5]:

$$E_{\theta} = \cos \theta \cos \varphi \sum_{i=1}^N E_{\Sigma}^x + \cos \theta \sin \varphi \sum_{i=1}^N E_{\Sigma}^y - \sin \theta \sum_{i=1}^N E_{\Sigma}^z; \\ E_{\varphi} = -\sin \varphi \sum_{i=1}^N E_{\Sigma}^x + \cos \varphi \sum_{i=1}^N E_{\Sigma}^y, \quad (8)$$

где θ , φ — текущие углы сферической системы координат.

На основании (5) – (7), а также вычисленного распределения тока при помощи обобщенного метода наводимых ЭДС произведены численные расчеты и анализ характеристик излучения цилиндрической спирали.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ

В ходе исследований рассматривался однозаходный спиральный излучатель, расположенный над плоским проводящим экраном и возбуждаемый в плоскости экрана (см. рис. 1). При этом цель данных исследований состояла в поиске оптимальных геометрических параметров излучателя в режиме осевого излучения поля с круговой поляризацией (максимальное значение осевого коэффи-

ента эллиптичности (КЭ)) и максимальной направленности (максимальный коэффициент направленного действия (КНД)) и выявления потенциальных свойств данного излучателя.

Исследования характеристик излучателя проведены в два этапа. На первом этапе рассматривались характеристики излучения при изменении угла намотки спирали γ и частоты возбуждения f при фиксированных: радиусе цилиндрической поверхности a ; количестве витков n и радиусе излучающего проводника r_a . На втором этапе исследовались те же характеристики, но при изменении количества витков n спирали и частоты возбуждения f при фиксированных: радиусе цилиндрической поверхности a ; угле намотки спирали γ и радиусе излучающего проводника r_a .

Изменение угла намотки спирали (для первого этапа) осуществлялось в пределах $\gamma = 1...51$ град., что соответствует для $a = 0,048$ м изменению шага между витками $d = 0,005...0,37$ м. Минимальная граница диапазона изменения угла выбрана из условия практической возможности намотки спирального проводника радиусом $r_a = 1$ мм, а максимальная граница диапазона изменения угла намотки выбрана, исходя из требования по ограничению максимальной высоты цилиндрической спирали, которая для $n = 4$ и $a = 0,048$ м составляет $h = 1,482 < 1,5$ м.

При изменении угла намотки спирали также изменяется длина излучающего проводника спирали s и высота излучателя h в пределах: $s = 1,200...1,907$ м и $h = 0,021...1,482$ м, что соответствует их относительному изменению в диапазоне частот от 0,5 ГГц до 2,5 ГГц (изменение длины волны λ от 0,6 м до 0,12 м) — $s/\lambda = 2,00...15,89$ и $h/\lambda = 0,035...12,350$. Изменение относительного шага спирали и относительного радиуса цилиндрической поверхности составило: $d/\lambda = 0,009...3,087$; $ka = 0,5...2,5$.

Количество витков цилиндрической спирали n (для второго этапа) при фиксированном угле намотки $\gamma = 17$ град. изменялось от 1 до 10, что определено также ограничениями на габаритную длину (высоту). При изменении количества витков длина излучающего проводника спирали s и высота излучателя h изменяются в пределах от $s = 0,314...3,137$ м и $h = 0,092...0,917$ м, что соответствует их относительному изменению в том же диапазоне частот — $s/\lambda = 0,523...26,145$ и $h/\lambda = 0,153...7,643$.

Некоторые частотные зависимости исследуемых характеристик цилиндрического спирального излучателя изображены на рис. 2 — 6. Данные зависимости получены для излучателя со следующими значениями геометрических параметров: радиус цилиндрической поверхности — $a = 0,048$ м; угол намотки спирали — $\gamma = 17$ град.; количество витков спирали — $n = 4$ и радиус излучающего проводника — $r_a = 1$ мм.

Анализ этих зависимостей, в частности направления максимума и ширины ДН по линейным и круговой (левосторонней) составляющим поля излучения, КНД по общему полю и его парциальных поляризационных составляющих, КЭ в осевом направлении, позволяет отметить следующее. В выделенной области (полосе частот от 0,8 ГГц до 1,4 ГГц), определяющей режим прямого осевого излучения, в котором $\theta_{\max} \approx 0$ град. (см. рис. 2), изменение КНД носит периодический характер (см. рис. 4). Причем на краях области (при изменении частоты возбуждения) КНД имеет максимальные значения, а в центре — происходит спад на ≈ 6 дБ (см. рис. 4а) для линейных парциальных составляющих и на $\approx 3,5$ дБ (см. рис. 4б) для основной (левосторонней) поляризационной компоненты. Это согласуется с зависимостями изменения ширины ДН (см. рис. 3), которые в центре области достигают значений $\approx 90 \dots 100$ град., а к краям области уменьшаются до $\approx 50 \dots 60$ град. Таким образом, увеличение КНД к краям выделенной области обусловлено уменьшением ширины ДН при сохранении приемлемого уровня боковых лепестков.

Относительно частотного изменения КЭ в осевом направлении, то КЭ достигает своего максимального значения [$KЭ > 0,9$ (см. рис. 5б)] приблизительно в центре выделенной области, то есть при минимальном значении КНД (см. рис. 5а) и максимальной ширине ДН (см. рис. 3).

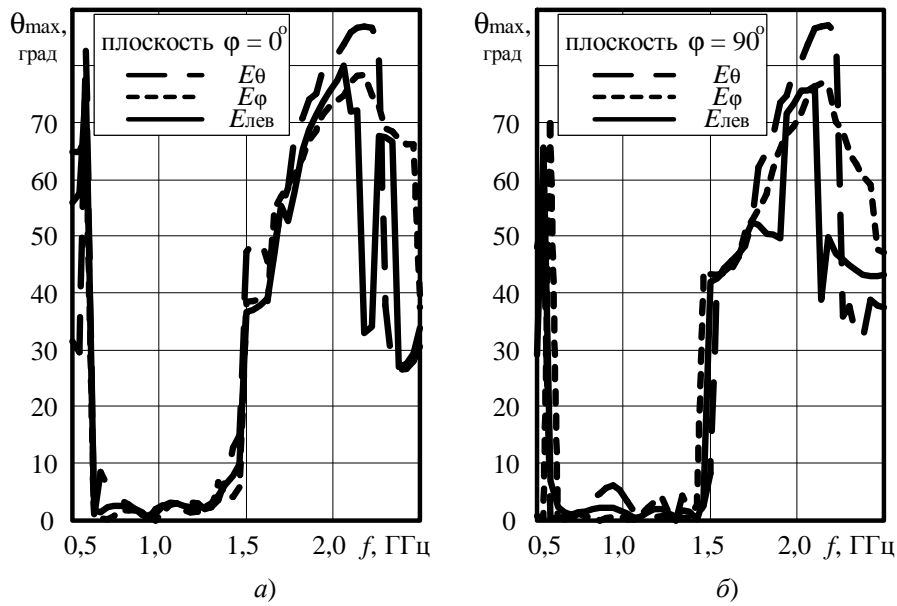


Рисунок 2 – Частотная зависимость направления максимума ДН

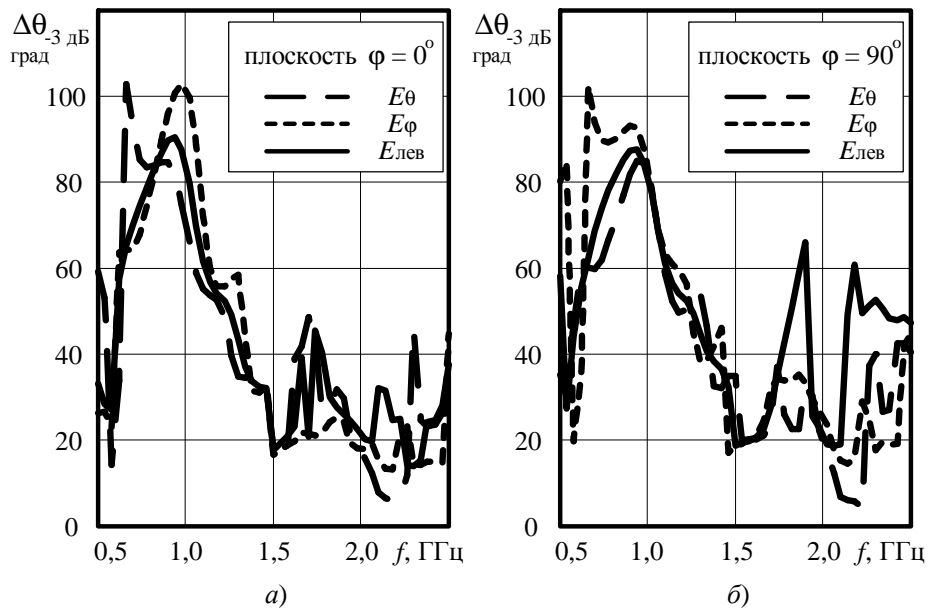


Рисунок 3 – Частотная зависимость ширины ДН

Характер изменения активной $R_{\hat{a}\hat{o}}$ и реактивной $X_{\hat{a}\hat{o}}$ составляющих входного сопротивления излучателя можно описать двумя зонами: зоной резонансного изменения и зоной постоянных (слабо изменяющихся) значений (см. рис. 6). Зона постоянных (слабо изменяющихся) значений входного сопротивления излучателя соответствует также зонам осевого излучения с максимальными значениями КЭ и КНД. В рассматриваемой зоне составляющие $R_{\hat{a}\hat{o}}$ и $X_{\hat{a}\hat{o}}$ входного сопротивления с ростом частоты незначительно уменьшаются и составляют: $R_{\hat{a}\hat{o}} = 120 \pm 20$ Ом и $X_{\hat{a}\hat{o}} = -80 \pm 15$ Ом. Наличие резонансных областей характерно как в начале зоны, так и в конце осевого излучения ($\Delta f = 0,70 \dots 1,30$ ГГц).

Согласно частотным зависимостям (см. рис. 2 – 5) выбрана частота $f_1 = 1,00$ ГГц, соответствующая формированию цилиндрическим спиральным излучателем поля излучения с максимальным КЭ в осевом направлении. На данной частоте произведены расчеты диаграмм направленности (ДН)

по соответствующим составляющим поля излучения в ортогональных плоскостях, вычислены угловые зависимости КЭ по ДН в круговом поляризационном базисе. Результаты расчетов изображены, соответственно, на рис. 7 и 8.

Таким образом, проведенные исследования характеристик однозаходного цилиндрического спирального излучателя подтвердили возможность формирования режима прямого осевого излучения, позволили осуществить выбор оптимальных геометрических параметров излучателя, а также выявить потенциальные частотные свойства анализируемого излучателя.

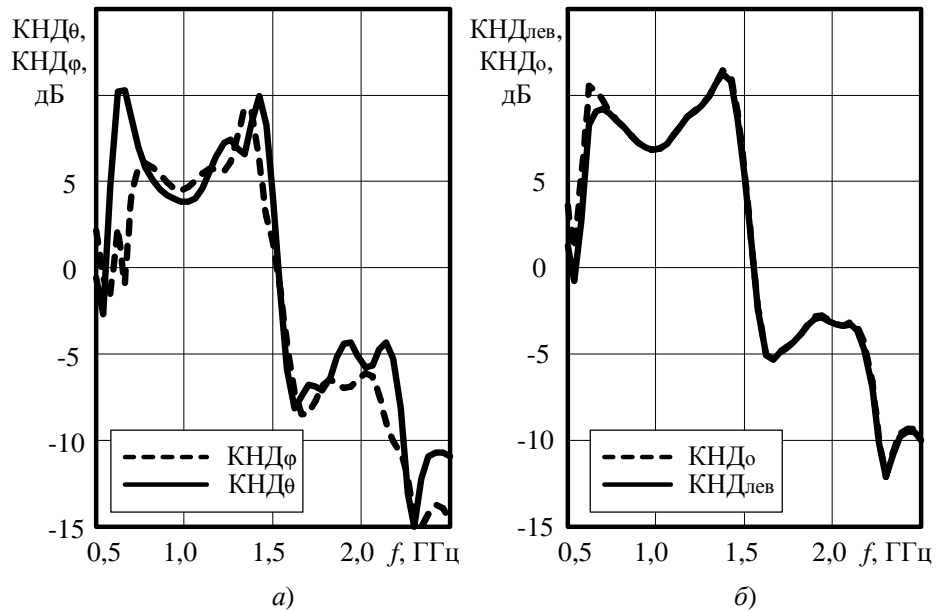


Рисунок 4 – Частотная зависимость КНД

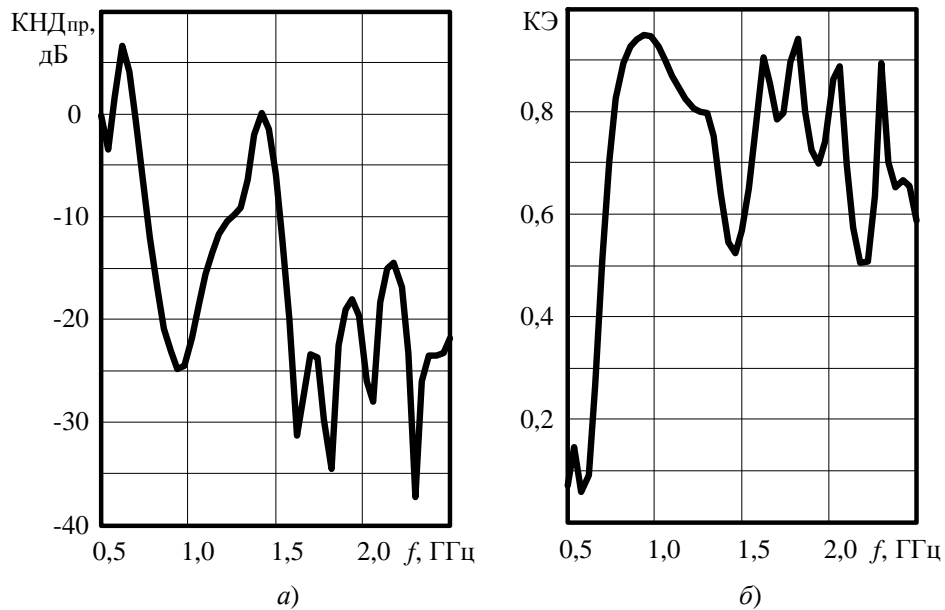


Рисунок 5 – Частотная зависимость КНД кроссполаризационной компоненты поля излучения и КЭ в осевом направлении

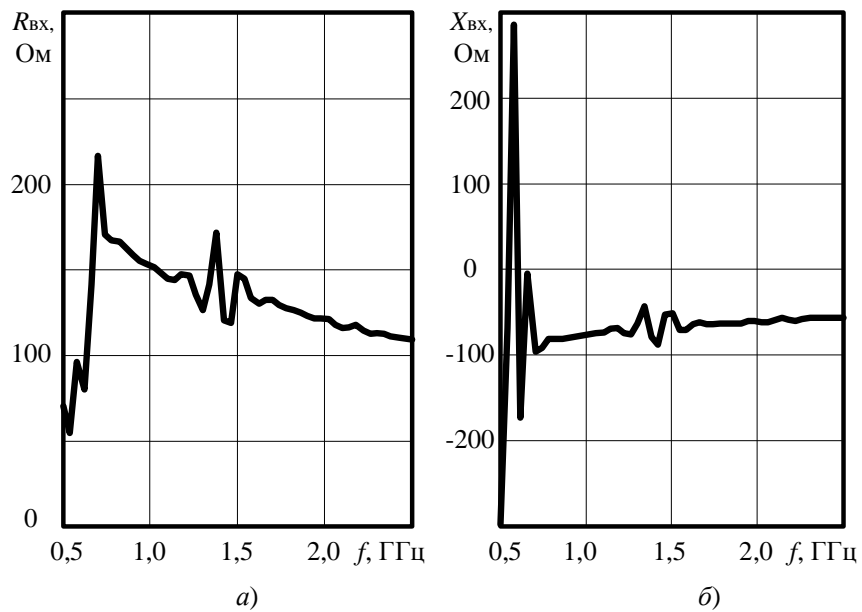


Рисунок 6 – Частотная зависимость входного сопротивления

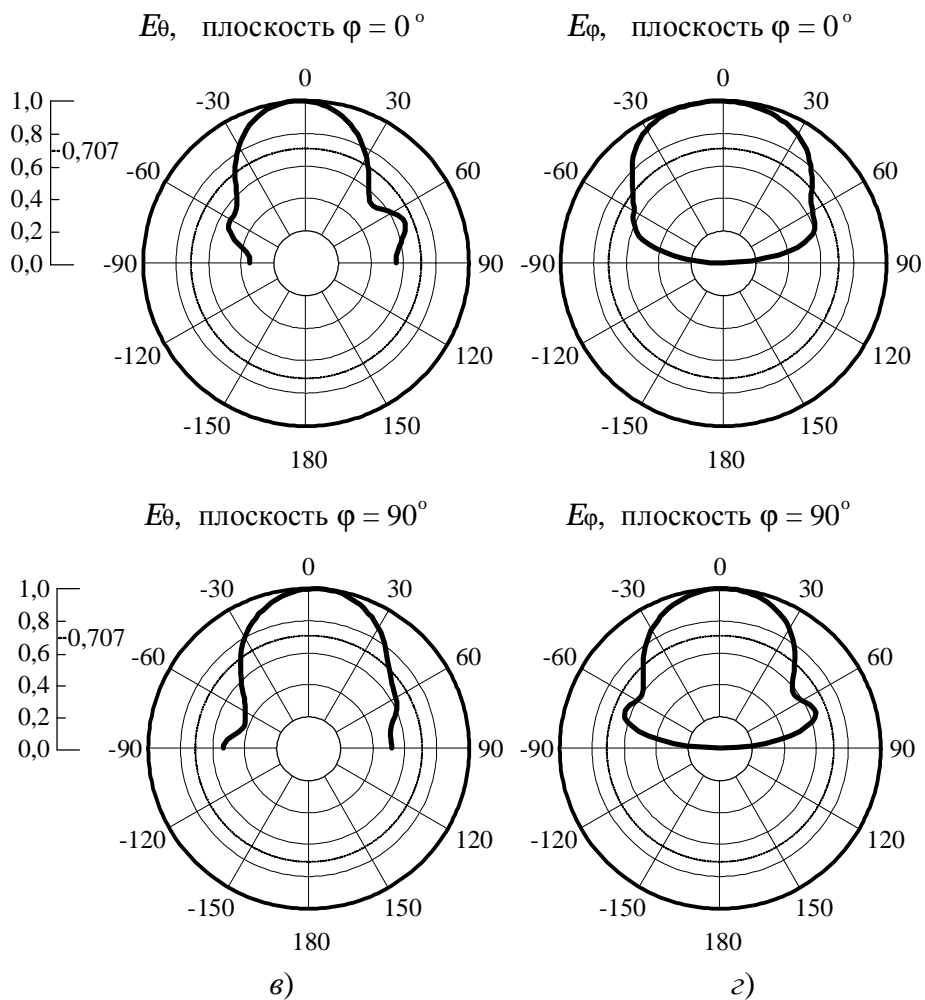
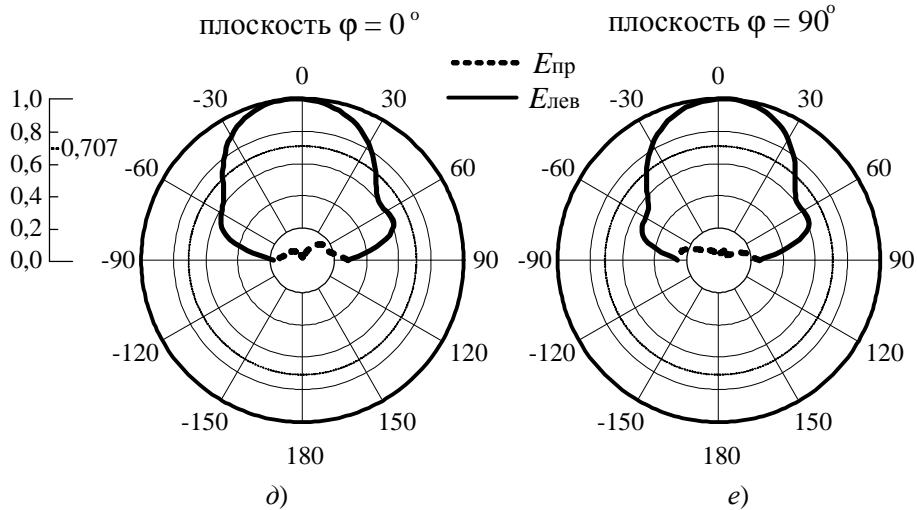


Рисунок 7 – ДН на частоте $f = 1,00$ ГГц



Окончание рисунка 7

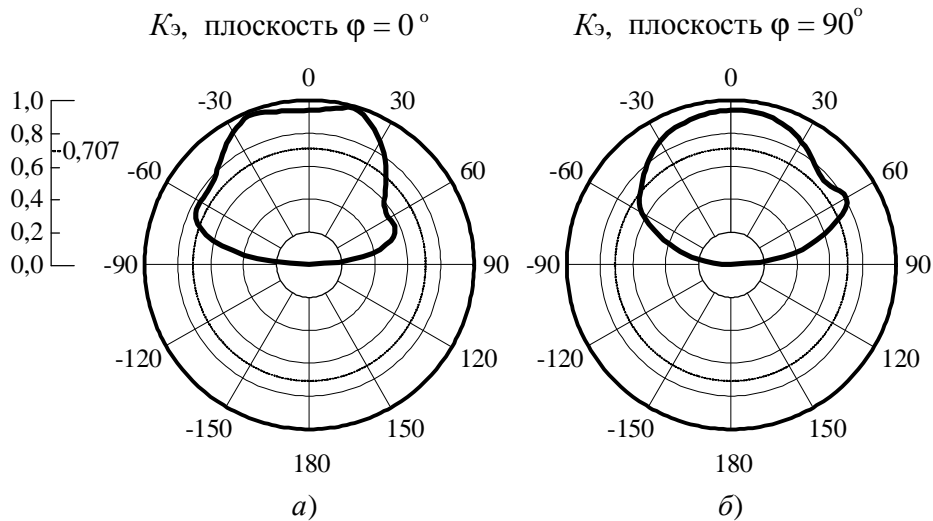


Рисунок 8 – Угловая зависимость КЭ поля излучения на частоте $f = 1,00$ ГГц

К основным направлениям дальнейших исследований для реализации и исследования ММО-технологии планируется отнести:

- исследование антенного элемента с управляемой поляризацией излучения на основе цилиндрической спирали;
- исследование ММО-антенны с возможностью реализации методов пространственного, поляризационного и углового разнесения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Современные беспроводные сети: состояние и перспективы развития / [Гепко И.А., Олейник В.Ф., Чайка Ю.Д., Бондаренко А.В.]; под ред. В.Ф. Олейника. – К.: «ЕКМО», 2009. – 672 с.
2. Лобкова Л.М. Управление поляризацией излучения на основе совмещенной цилиндрической спиральной антенны / Л.М. Лобкова, М.Б. Проценко, В.В. Головин // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2002. – Т. 45, № 8. – С. 41 – 48.
3. Лобкова Л.М. Математическая модель поля излучения эллиптических спиральных антенн и оптимизация их параметров / Л.М. Лобкова, М.Б. Проценко, М.В. Ивашина // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1999. – Т. 42, № 9. – С. 37 – 43.
4. Фрадин А.З. Антенно-фидерные устройства: [учебн. пособие для вузов связи] / Фрадин А.З. – М.: «Связь», 1977. – 440 с.
5. Бронштейн И.Н. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов / И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев. – М.: Наука, 1986. – 723 с.